

Рис. 5. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами свинца для толщины образца 26,2 см: ○ — экспериментальные данные; — — данные работы [7].

ты [5]. Различие в среднем находится в пределах 6%. Эти данные наряду с приведенными на рис. 3 для воды подтверждают эффективность рассматриваемой методики. На рис. 4 даны также сечения, полученные на образцах углерода длиной 40 и 63 см и диаметром 11 см. Величины сечений хорошо согласуются с соответствующими данными для образца длиной 20 см. Последнее указывает на то, что, по-видимому, в углероде при пропускании до  $T \approx 10^{-3}$  вклад рассеянного компонента несуществен. Следует отметить, что спектры пропускания, полученные при больших толщинах образцов, позволяют надежнее подтвердить существование нерегулярностей, слабо проявляющихся в сечении из-за недостаточной разрешающей способности спектрометра. Точность, полученная при оценке сечений, равная 2,5% для  $1,5 \leq E_n \leq 6$  МэВ и 5% для  $6 \leq E_n \leq 9$ , определялась в основном нестабильностью прибора, контролирующего мощность реактора (15%), и ошибками, связанными с переводом амплитудных распределений в энергетические (10%).

Аналогично (методом пропускания при  $T \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ ) было измерено полное сечение для свинца в интервале энергий  $1 \leq E_n \leq 9$  МэВ (рис. 5). Расхождения с данными работы [7] в области энергий ниже 2 МэВ, так же как и для воды, обусловлены инфильтрацией нейтронов по минимальным значениям сечения. Наблюдаемую тенденцию в некоторых нере-

гулярностях сечения выше энергии 3 МэВ трудно объяснить одними экспериментальными ошибками.

В заключение следует отметить, что аппаратный спектр пропускания за углеродом можно с успехом использовать (это и было сделано в настоящей работе) для определения зависимости световых выходов сцинтиллятора от энергии нейтронов в области  $2 \leq E_n \leq 14$  МэВ с точностью не хуже, чем на электростатических генераторах нейтронов (1–2%).

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. И. Колеватову за помощь в проведении экспериментов, а также Ю. В. Фадееву и Н. Н. Соколовой, принимавшим участие в обработке результатов.

Поступила в Редакцию 15/XII 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Горячев и др. Neutron Monitoring. Vienna, IAEA, 1967, p. 187.
2. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 20, 143 (1966).
3. R. Benjamin. Neutron Dosimetry. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1963, p. 307.
4. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Н. А. Власова. М., Атомиздат, 1966, стр. 642.
5. J. Stern et al. BNL-325, Second Edition, Suppl. No. 2, 1964.
6. N. Nereson. Phys. Rev., 89, 775 (1953).
7. D. Hughes, J. Harvey. BNL-325, N.Y., 1955.

## Оптимальный вариант фокусировки ускоряющим полем

А. П. МАЛЬЦЕВ, С. М. ЕРМАКОВ, В. А. ТЕПЛЯКОВ

УДК 621.384.62

В работе [1] предложен усовершенствованный вариант фокусировки ускоряющим полем (ФУП). В этом варианте на каждый период ускорения приходится не один, как обычно, а два ускоряющих зазора, действие которых

соответствует действию одного эквивалентного (двойного) зазора, имеющего аксиально симметричную и квадрупольную компоненты поля. Электрические центры ускоряющей аксиально симметричной и фокусирующей квадрупольной



компонент ВЧ-поля эквивалентного зазора смещены один относительно другого так, что квадрупольная компонента наиболее эффективно действует на весь сгусток ускоряемых ионов.

В настоящей работе находится оптимальный вариант двойного зазора, описывается метод расчета ускорителя с данным вариантом фокусировки ускоряющим полем и дается физическое истолкование действия двойного зазора. Сами зазоры могут быть образованы как трубками с «рогами» [1, 2], так и трубками дрейфа с каналом прямоугольного сечения [3, 4]. Ниже описывается система трубок с рогами, являющаяся более гибкой и экономичной. В качестве ускоряющей системы используется система на волне типа  $H$  с периодом ускорения  $\beta\lambda/2$  [5]. Показано, что в сочетании с резонансной системой на волне типа  $H$  двойной зазор можно применять на линейном ускорителе с ФУП, у которого удельное ускорение и пропускная способность канала того же порядка, что и в линейных ускорителях ЦЕРНа и Института физики высоких энергий (г. Серпухов).

Устойчивость поперечного движения частиц можно характеризовать при помощи диаграммы (рис. 1), где по оси ординат отложена жест-

кость линз  $a\tau\sigma$ , а по оси абсцисс — величина  $a\tau \sin \varphi$ , связанная с расфокусирующим действием ускоряющего поля. Напомним [1], что  $\sigma$  пропорционально отношению квадрупольной компоненты ускоряющего поля к аксиально симметричной и называется квадрупольностью. Величину  $\sigma$  можно представить в виде двух членов:

$$\sigma = \sigma' \sin \varphi + \sigma'' \cos \varphi. \quad (1')$$

Соотношение  $\sigma'$  и  $\sigma''$  определяет сдвиг между компонентами. Величину  $a\tau$  можно выразить через параметры ускорителя:

$$a\tau = \frac{\pi U (1 - \beta^2) N v}{W \beta^2}, \quad (1'')$$

где  $U$  — напряжение на зазоре;  $eW$  — полная энергия частицы;  $N$  — отношение периода ускорения к ВЧ-периоду;  $v$  — эффективность зазора.

Внутри диаграммы устойчивости нанесена сетка кривых  $\omega_{\min} = \text{const}$ , где  $\omega_{\min}$  — минимальная частота поперечных колебаний, которая определяет пропускную способность канала:

$$A = \frac{\omega_{\min} R^2}{P \lambda \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2)$$

где  $R$  — радиус апертуры;  $\lambda$  — длина волны;  $P = 1$  для структуры фокусировки ФД и  $P = 2$  для ФФДД.

В процессе ускорения частицы совершают фазовые колебания. При этом точка, изображающая состояние частицы, движется на диаграмме по дуге эллипса (по кривой состояний). Необходимо так располагать кривую состояний, чтобы в области фаз от  $\varphi_c$  до  $2\varphi_c$  величина  $\omega_{\min}$  была как можно больше. Для этого необходимо поднять кривую состояний или сдвинуть ее максимум. Вторая возможность реализуется только в вариантах с двойным зазором. В одиночном симметричном зазоре  $\sigma' = 0$ .

Действие двух зазоров на периоде ускорения сводится к действию одного эквивалентного зазора (рис. 2), параметры которого связаны с параметрами зазоров соотношениями [1]:

$$\left. \begin{aligned} v_{0e} &= \frac{1}{2} (v_1 \cos \varphi_1 + v_2 \cos \varphi_2); \\ v_1 \sin \varphi_1 + v_2 \sin \varphi_2 &= 0; \\ \sigma'_{0e} &= -\frac{1}{2v_{0e}} (v_1 \sigma'_1 \sin \varphi_1 + v_2 \sigma'_2 \sin \varphi_2); \\ \sigma''_{0e} &= \frac{1}{2v_{0e}} (v_1 \sigma''_1 \cos \varphi_1 + v_2 \sigma''_2 \cos \varphi_2); \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$|\psi_1| + |\psi_2| + 2\Delta = |\varphi_1| + |\varphi_2|. \quad (4)$$

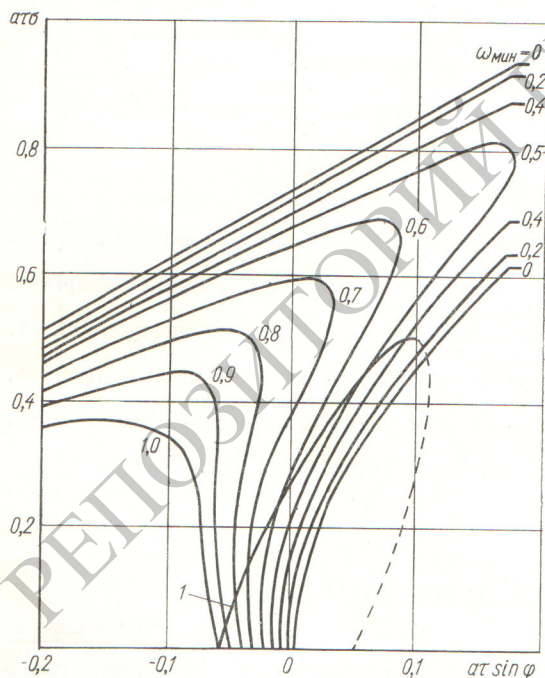


Рис. 1. Диаграмма устойчивости для системы ФФДД: 1 — кривая состояний частиц  $a\tau (\sigma'_{0e} \sin \varphi + \sigma''_{0e} \cos \varphi)$  при  $a\tau = 0,115$ ;  $\sigma'_{0e} = 3,81$ ;  $\sigma''_{0e} = 2,2$ .



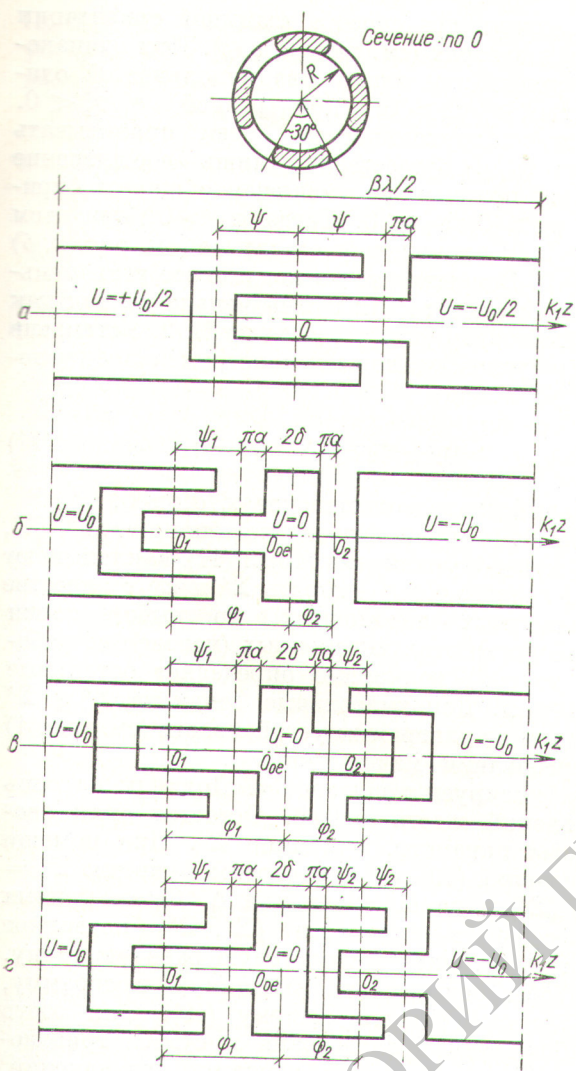


Рис. 2. Форма трубок дрейфа, применяемых для фокусировки ускоряющим полем:

а — одиночный зазор; б — оптимальный двойной зазор; в — двойной зазор с разной ориентацией рогов; г — двойной зазор с одинаковой ориентацией рогов;  $O_{0e}$  — электрический центр двойного зазора;  $O_1$  и  $O_2$  — электрические центры первого и второго зазоров.

Здесь индексом  $O_e$  обозначены параметры эквивалентного зазора;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — пролетные углы от центра первого и второго (нумерация по ходу пучка) зазоров до электрического центра эквивалентного зазора; эффективность и квадрупольность первого и второго зазоров соответственно:

$$v_{1,2} = \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha I_0(k_1 R)} \cos \psi_{1,2} \quad (5)$$

и

$$\sigma''_{1,2} = \frac{I_0(k_1 R)}{2I_2(k_1 R)} \operatorname{tg} \psi_{1,2}, \quad (6)$$

где  $\psi_{1,2}$  — полудлины рогов, выраженные в единицах  $k_1 = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$ ;  $\Delta\pi_\alpha + \delta$ ;  $2\delta$  — длина перемычки между рогами в тех же единицах (см. рис. 2). Условие (4) назовем «конструктивным».

Зазор между рогами по азимуту будем называть азимутальным промежутком, зазор между рогом и торцом трубки — ускоряющим промежутком. Чтобы пробой был равновероятен во всех участках зазора, азимутальный промежуток (а следовательно, и радиус апертуры) выбираем примерно равным ускоряющему промежутку ( $k_1 R \approx \pi_\alpha$ ). В этом случае при фиксированной средней напряженности поля в зазоре  $E_3$  удельное ускорение  $\mathcal{T}$  и  $\alpha\tau$  пропорциональны радиусу апертуры:

$$\mathcal{T} = \frac{\lambda E_{cp}}{\xi} v_{0e} \cos \varphi_c = \frac{n E_3 R}{\xi \beta} v_{0e} \cos \varphi_c; \quad (7)$$

$$\alpha\tau = \frac{2\pi N}{\xi \beta^2} E_3 R v_{0e} (1 - \beta^2)^{3/2}, \quad (8)$$

и, следовательно, радиус желательно увеличивать. В формулах (7) и (8)  $E_{cp}$  — средняя ускоряющая напряженность поля в резонаторе;  $\xi = m_0 c^2 / e$ ;  $n$  — число зазоров на длине  $\beta\lambda$ .

С другой стороны, из выражения (6) следует:  $\sigma'' \sim \frac{1}{R^2}$ . Это значит, что для подъема кривой состояний и увеличения  $\omega_{min}$  величину  $R$  желательно уменьшать. В этом заключается основное противоречие ФУП. По-видимому, единственный способ уменьшить  $R$  до нужной величины и сохранить высокое удельное ускорение — увеличить число зазоров на длине  $\beta\lambda$ .

Сравним два случая: обычный вариант с одним зазором на  $\beta\lambda$  и двойной зазор в ускоряющей системе с периодом ускорения  $\beta\lambda/2$ . Во втором случае на длине  $\beta\lambda$  расположено четыре зазора, вследствие чего при тех же величинах суммарного ускоряющего промежутка и приращения энергии на  $\beta\lambda$  и том же  $\alpha\tau$ , что и в первом случае, азимутальный промежуток в четыре раза меньше, и квадрупольности зазоров  $\sigma''_{1,2}$  в принципе могут быть больше в 16 раз.

Таким образом, двойной зазор позволяет одновременно поднимать и сдвигать кривую состояний. Сделать это нужно так, чтобы одновременно удовлетворить противоречивым требованиям высокого удельного ускорения  $\mathcal{T}$  и большой пропускной способности  $A$  во всем интервале рабочих фаз  $3\varphi_c$  при достаточной хорошей эффек-



тивности  $v_{0e}$ . Получается задача на оптимум. В качестве критерия оптимальности выберем максимум  $v_{0e}$ , поскольку ясно, что расположение двух зазоров на периоде ускорения в первую очередь отрицательно влияет на эффективность. Задача заключается в нахождении оптимальной геометрической структуры двойного зазора. Ниже будет показано, что наилучшими параметрами обладает зазор, приведенный на рис. 2, б.

Будем считать заданными величину длины волны, синхронную фазу, напряженность поля в зазоре, пропускную способность канала и удельное ускорение, а искомыми — геометрические размеры трубок дрейфа: углы  $\varphi_1, \varphi_2, \psi_1, \psi_2$ , длину перемычки  $2\delta$  и радиус апертуры  $R$ .

Поскольку напряжение на зазорах одинаково, целесообразно на протяжении одного резонатора радиус выбирать неизменным. Величина радиуса должна быть такой, чтобы обеспечивалось заданное удельное ускорение. Из выражения (7) получим

$$R = \frac{\mathcal{F}\xi}{4E_3 v_{0e} \cos \varphi_c} \cdot \frac{\beta_{\text{ВЫХ}} - \beta_{\text{ВХ}}}{\ln(\beta_{\text{ВЫХ}}/\beta_{\text{ВХ}})} \quad (9)$$

Здесь  $\beta_{\text{ВХ}}$  и  $\beta_{\text{ВЫХ}}$  — скорости частиц на входе и выходе резонатора. Поскольку  $A$  — заданная величина, а  $R$  зафиксирован, из выражения (2) можно определить  $\omega_{\text{мин}}$ .

Для получения максимальной эффективности величину  $2\Delta$  следует уменьшать, насколько позволяет конструкция, следовательно,  $\Delta$  оканчивается также заданной величиной.

Теперь определим углы  $\psi_1, \psi_2, \varphi_1$  и  $\varphi_2$ , выбирая их таким образом, чтобы при прочих равных условиях  $v_{0e}$  было максимальным. Подставим (5) и (6) в выражение (3) и введем новые обозначения:

$$\left. \begin{aligned} v &= \frac{1}{2} (\cos \psi_1 \cos \varphi_1 + \cos \psi_2 \cos \varphi_2); \\ \Sigma' &= -\frac{1}{2} (\sin \psi_1 \sin \varphi_1 + \sin \psi_2 \sin \varphi_2); \\ \Sigma'' &= \frac{1}{2} (\sin \psi_1 \cos \varphi_1 + \sin \psi_2 \cos \varphi_2); \\ \cos \psi_1 \sin \varphi_1 + \cos \psi_2 \sin \varphi_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} v &= \frac{v_{0e}}{v_h}; \quad v_h = \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha I_0(k_1 R)}; \\ \Sigma' &= \frac{2I_2(k_1 R)}{I_0(k_1 R)} v \sigma'_{0e}; \quad \Sigma'' = \frac{2I_2(k_1 R)}{I_0(k_1 R)} v \sigma''_{0e}. \end{aligned}$$

Возможны два способа взаимной ориентации рогов в зазорах (см. рис. 2, в, г). При одинаковой ориентации знаки квадрупольностей одинаковы:  $\sigma'_1/\sigma'_2 > 0$ ; при разной  $\sigma'_1/\sigma'_2 < 0$ . Знаки квадрупольностей будем приписывать углам  $\psi_{1,2}$ . Существенно лишь соотношение знаков, поэтому, не уменьшая общности, примем  $\psi_1 > 0, \varphi_1 < 0$ . Тогда  $\varphi_2 > 0$ , при этом  $\psi_2 \geq 0$ . В промежуточном случае (см. рис. 2, б)  $\psi_2 = 0$ . Заметим, что по модулю все углы меньше  $\pi$ , более того, их сумма меньше  $\pi$ , так как двойной зазор укладывается на  $\beta\lambda/2$ . Установив знаки углов, запишем конструктивное условие (4) в виде

$$\psi_1 \pm \psi_2 + 2\Delta = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (11)$$

Верхний знак соответствует  $\sigma'_1/\sigma'_2 > 0$ .

На семь неизвестных величин ( $v, \Sigma', \Sigma'', \varphi_{1,2}$  и  $\psi_{1,2}$ ) уравнения (10) и (11) накладывают пять связей. Если выбрать  $\Sigma'$  и  $\Sigma''$  в качестве независимых переменных, то выбор точки в плоскости этих переменных (назовем ее рабочей точкой) полностью определяет остальные величины. Дополнительные связи на  $\Sigma'$  и  $\Sigma''$  зададим из диаграммы устойчивости (см. рис. 1) и требования максимума  $v_{0e}$ .

Зафиксируем некоторое  $v$ . Получим на семь уравнений шесть связей. Остается один свободный параметр, например  $\Sigma'$ . При помощи выражений (10) и (11) построим функцию  $\Sigma'' = f(\Sigma')$  с параметрами  $v$  и  $\Delta$ . Сетка кривых  $v = \text{const}$  в плоскости  $(\Sigma', \Sigma'')$  позволяет быстро находить оптимальную рабочую точку.

Чтобы осуществить указанную программу, необходимо решить систему (10). Для этого комбинируем произведения и суммы тригонометрических функций с учетом ограничений, наложенных на углы. Получим общее решение:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= \frac{1}{2} (F^+ + F^- - G^+ + G^-); \\ \psi_2 &= \frac{1}{2} (F^+ + F^- + G^+ - G^-); \\ \varphi_1 &= \frac{1}{2} (F^+ - F^- - G^+ - G^-); \\ \varphi_2 &= \frac{1}{2} (F^+ - F^- + G^+ + G^-), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} F^\pm &= \arctg \frac{\Sigma''}{v \pm \Sigma'}; \\ G^\pm &= \arccos \sqrt{(\Sigma'')^2 + (v \pm \Sigma')^2}. \end{aligned}$$



Подставим решение (12) в конструктивное условие (11). Для случая разных ориентаций рогов получим

$$(\Sigma'')^2 + (\nu + \Sigma')^2 = \cos^2 \Delta, \quad (13)$$

а в случае одинаковых ориентаций

$$\arctg \frac{2\nu\Sigma''}{\nu^2 - (\Sigma')^2 - (\Sigma'')^2} + 2\Delta = G^+ + G^-. \quad (14)$$

При фиксированном  $\nu$  выражения (13) и (14) описывают семейство линий постоянной эффективности, параметром которых является  $\Delta$ . На рис. 3 приведены такие линии для  $\nu$ , равного 0,8; 0,85 и 0,90, при  $\Delta = 0,2$ .

Линии  $\nu = \text{const}$  имеют излом на границе между областями двух ориентаций. С удалением от начала координат  $\nu$  уменьшается. Уравнение границы (линии смены ориентаций) можно получить, приняв в выражениях (10) и (11)  $\psi_2 = 0$ . Соответствующую зависимость  $\Sigma''$  от  $\Sigma'$  лучше всего записывать в параметрическом виде, выражая все величины, например, через  $\varphi_1$ :

$$\left. \begin{aligned} \text{tg } \psi_1 &= -\frac{\sin \varphi_1 + \sin(\varphi_1 + 2\Delta)}{\cos(\varphi_1 + 2\Delta)}; \\ \varphi_2 &= \psi_1 + 2\Delta + \varphi_1; \\ \nu &= \frac{1}{2}(\cos \psi_1 \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2); \\ \Sigma' &= -\frac{1}{2} \sin \psi_1 \sin \varphi_1; \\ \Sigma'' &= \frac{1}{2} \sin \psi_1 \cos \varphi_1. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Ниже будет показано, что рабочая точка должна лежать на линии смены ориентаций. Выбор рабочей точки определяется условием устойчивости (см. рис. 1), которое заключается в том, чтобы кривая состояний лежала выше изочастотной кривой с фиксированной частотой  $\omega_{\text{мин}}$  в интервале фаз от  $-\varphi_c$  до  $+\varphi_c$ :

$$\begin{aligned} a\tau(\sigma'_{0e} \sin \varphi + \sigma''_{0e} \cos \varphi) &\geq \\ &\geq a\tau(\tau \sin \varphi, \omega_{\text{мин}}) \equiv D(\varphi) \end{aligned} \quad (16)$$

или в новых обозначениях

$$\Sigma' \sin \varphi + \Sigma'' \cos \varphi \geq \frac{D(\varphi)}{S}, \quad (16')$$

где  $a\tau(\tau \sin \varphi, \omega_{\text{мин}})$  — ордината нижней ветви кривой  $\omega_{\text{мин}} = \text{const}$ ;

$$S = \frac{\pi N E_3 R}{\xi \beta^2 I_2 (k_1 R)} (1 - \beta^2)^{3/2} \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha}. \quad (17)$$

На плоскости  $(\Sigma', \Sigma'')$  условие (16') имеет вид семейства прямых с углом наклона  $(-\varphi)$ .

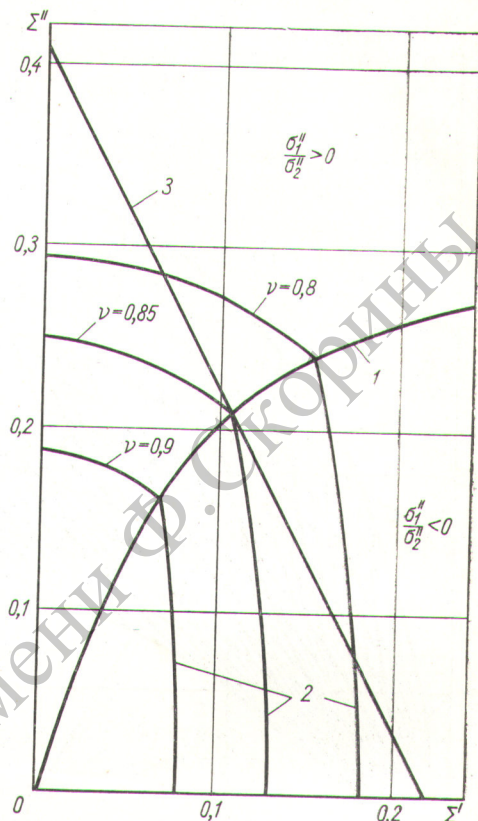


Рис. 3. Семейство линий постоянной эффективности:

1 — линия смены ориентаций; 2 — линии постоянной эффективности; 3 — прямая устойчивости.

Интересующие нас точки должны лежать выше огибающей семейства прямых при  $2\varphi_c > \varphi > \varphi_c$ . Однако практически достаточно построить только прямую для  $\varphi = 2\varphi_c$  (назовем ее прямой устойчивости), поскольку при  $\varphi = 2\varphi_c$  условия устойчивости наихудшие. Эта прямая пересечет ось ординат в точке

$$\Sigma''_0 = \frac{D(2\varphi_c)}{S \cos 2\varphi_c} \quad (18)$$

и ось абсцисс в точке

$$\Sigma'_0 = \frac{D(2\varphi_c)}{S \sin 2\varphi_c} \quad (18')$$

(см. рис. 3). Поскольку  $\nu$  уменьшается с удалением от начала координат, рабочая точка должна лежать на прямой устойчивости,



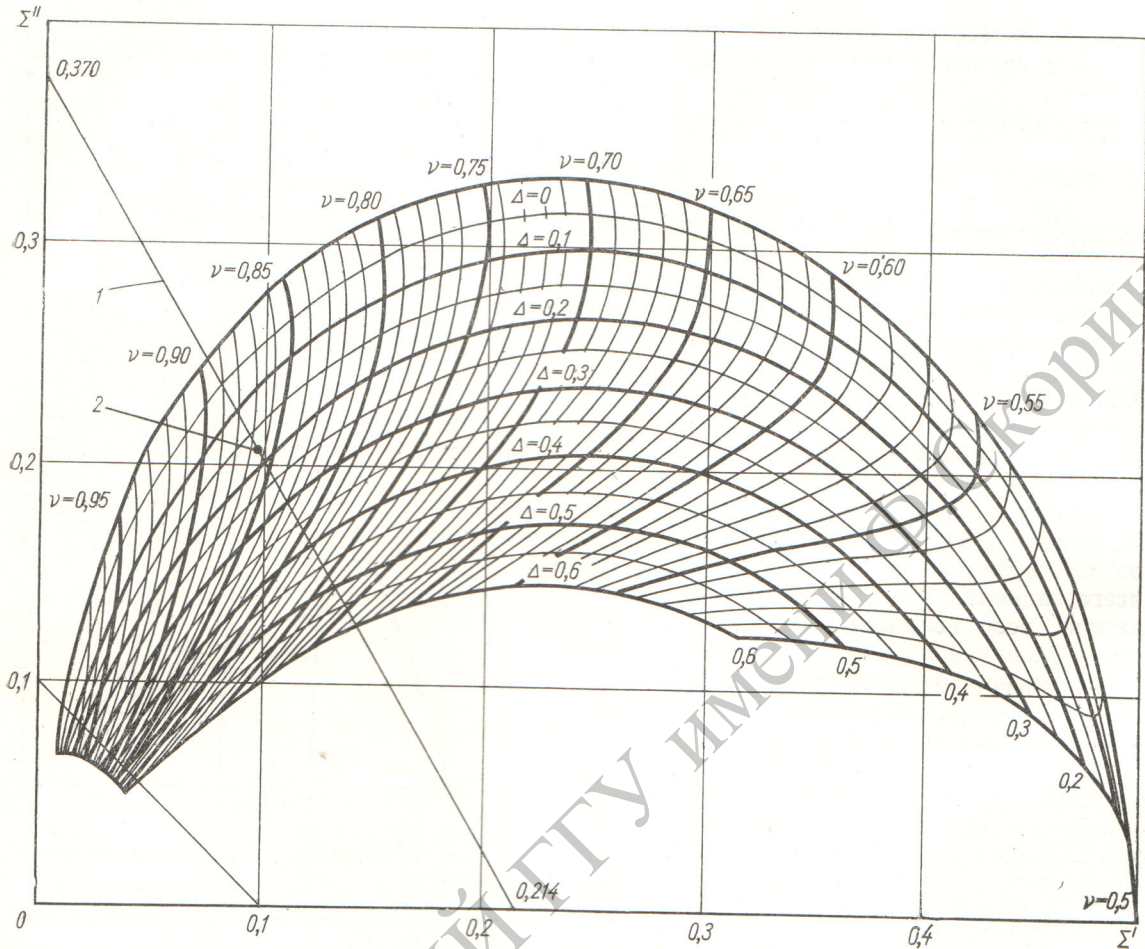


Рис. 4. Диаграмма для расчета оптимального варианта двойного зазора: 1 — прямая устойчивости; 2 — рабочая точка.

иными словами, в выражении (16') должен быть знак равенства.

В точках смены ориентаций линии  $\nu = \text{const}$  терпят излом. Угол наклона касательной к линии постоянной эффективности в точке излома справа больше, а слева меньше  $2\varphi_c$ . В результате оказывается, что через точку, лежащую на пересечении прямой устойчивости с линией смены ориентаций, проходит линия с наибольшей величиной  $\nu$ , а через все другие точки прямой устойчивости — линии постоянной эффективности с меньшим  $\nu$ . Это правило выполняется в интервале синхронных фаз  $20-35^\circ$ .

Таким образом, в практически интересном интервале синхронных фаз оптимальным является случай  $\psi_2 = 0$ , т. е. случай, когда во втором зазоре рога отсутствуют (см. рис. 2, б).

Расчетные формулы для структурных углов легко получить из выражений (10) и (11):

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \text{arctg} \frac{\Sigma'}{\Sigma''}; \\ \varphi_1 &= \arcsin 2 \sqrt{(\Sigma')^2 + (\Sigma'')^2}; \\ \varphi_2 &= 2\Delta + \varphi_1 + \varphi_1; \\ \psi_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

На рис. 4 приведена диаграмма, предназначенная для расчета оптимального варианта. На диаграмме нанесена сетка линий смены ориентаций при различных значениях параметра  $\Delta$  и линий постоянной эффективности. Прямые устойчивости наносятся дополнительно при расчете конкретных систем.

В качестве примера приведем результаты расчета одного из резонаторов ускорителя



с ФУП, в котором  $\lambda = 2$  м;  $\mathcal{F} = 2,7 \cdot 10^{-3}$ ;  $A = 1$  мрад·см;  $\varphi_c = 30^\circ$ ;  $E_a = 110$  кВ/см;  $\beta_{\text{вх}} = 0,156$  и  $\beta_{\text{вых}} = 0,194$  (энергии примерно 11 и 18 Мэв соответственно); длина перемычки 0,5 см.

Ориентировочно задав  $v_{0e} = 0,85$ , найдем:  $R = 1,38$  см;  $k_1 R = 0,248$ ;  $\Delta = 0,169$ ;  $\omega_{\text{мин}} = 0,21$  (для  $\varphi = 2\varphi_c$ );  $S = 1,08$ . Выберем систему фокусировки ФФДД, тогда при  $\sin 2\varphi_c = 1,2 \cdot 10^{-2}$  получим  $D = 0,2$ . Проведя прямую устойчивости на диаграмме рис. 4 ( $\Sigma'_0 = 0,370$ ;  $\Sigma'_0 = 0,214$ ), найдем, что в рабочей точке  $v \approx 0,87$ . Это соответствует  $v_{0e} = 0,855$  ( $v_k = 0,981$ );  $\Sigma'' = 0,206$ ;  $\Sigma' = 0,095$ . Поскольку найденное значение  $v_{0e}$  близко к первоначально заданному, уточняющего рас-

чета в данном примере можно не проводить, а сразу же по формулам (19) вычислить углы:  $\psi_1 = 0,47$ ;  $\varphi_1 = -0,43$ ;  $\varphi_2 = 0,38$ .

Поступила в Редакцию 5/IX 1966 г.  
В окончательной редакции 10/III 1967 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 24 (1964).
2. В. В. Владимирский. Там же, № 3, 35 (1956).
3. Г. М. Анисимов, В. А. Тепляков. Там же, № 1, 21 (1963).
4. F. Feg et al. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 513.
5. В. А. Тепляков, В. Б. Степанов. «Радиотехника и электроника» (в печати).

## Экспериментальное исследование горячей плазмы, полученной инжекцией электронных потоков

Б. С. АКШАНОВ, Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, К. Д. СИНЕЛЬНИКОВ, А. М. СМЕРНОВ

УДК 533.9

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований высокотемпературной плазмы, полученной в ловушках с магнитными пробками путем инжекции в них мощных, так называемых спиральных пучков электронов [1, 2]. При инжекции таких электронных пучков, имеющих большую перпендикулярную к магнитному полю составляющую скорости, в ловушку, заполненную нейтральным газом при давлении  $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  мм рт. ст., в начальный момент возникает «предварительная» плазма, взаимодействие которой с электронным пучком приводит к пучковой неустойчивости и, следовательно, к появлению интенсивных ВЧ-колебаний, а также к нагреву плазмы [3]. Применение электронных пучков с большой перпендикулярной составляющей скорости позволило повысить эффективность использования мощности пучка при получении и нагреве плазмы, поскольку в этом случае более интенсивно раскачиваются ВЧ-колебания [4], которые, по-видимому, и вызывают ионизацию и нагрев.

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Катушки 1—2 образуют систему со встречными магнитными полями. Катушки 2—3 создают ловушку с магнитными пробками. Расстояние между пробками около 30 см. Магнитное поле в центре ловушки ( $B_0$ ) достигало 5 кГс, в пробках ( $B_p$ )  $\sim 15$  кГс. Электронная пушка расположена в центральной пло-

скости катушки 1 (примерно в однородном поле). Энергия инжекции электронов изменялась в пределах 0,5—5 кэв, а ток пучка от 0,5 до 5 а. На другом (противоположном от пушки) конце камеры располагался заземленный коллектор, охлаждаемый водой. Рабочий объем вакуумной камеры, заключенный между катушками 2 и 3, составлял примерно 3 л. Камера была изготовлена из нержавеющей стали и откачивалась до давления  $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст., после чего при постоянном проток подавался рабочий газ. При наличии плазмы давление в рабочем объеме ловушки несколько понижалось, что, по-видимому, связано с самооткачкой. Последняя, однако, «маскировалась» гажением со стенок ловушки, особенно когда плазма занимала весь рабочий объем. Давление нейтрального газа измерялось лампой ЛМ-2, рас-

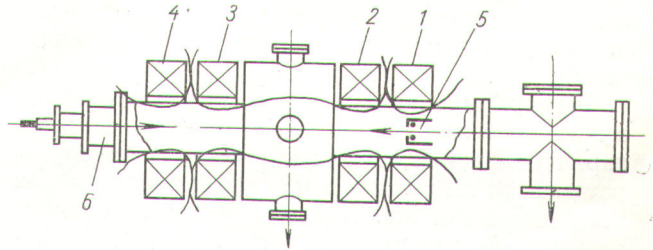


Рис. 1. Принципиальная схема установки:

1—4 — катушки магнитного поля; 5 — электронная пушка; 6 — ионный источник.

